**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
КЫРГЫЗСКОЙ РЕСПУБЛИКИ**

**КЫРГЫЗСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. И. РАЗЗАКОВА и
КЫРГЫЗСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СТРОИТЕЛЬСТВА, ТРАНСПОРТА И АРХИТЕКТУРЫ
им. Н. ИСАНОВА**

Диссертационный Совет Д.01.10.406

На правах рукописи
УДК 539.3+534.2

СЕЙТХАНОВА АЙНУР КУСБЕКОВНА

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕРМОУПРУГИХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

01.02.04 – механика деформируемого твердого тела

**А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Бишкек – 2011

Работа выполнена в Павлодарском государственном университете имени С. Торайгырова Республики Казахстан

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор **Тлеукенов Садритен Кабдыгалиевич** (Евразийский национальный университет им. Л.Гумилева, Астана)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор **Тюреходжаев Абибулла Назарович** (КазНТУ им. К.Сатпаева, Алматы)

кандидат физико-математических наук **Чиныбаев Мирлан Койчубекович** (КГТУ им. И. Разакова, Бишкек)

Ведущая организация: Институт геомеханики и освоения недр НАН КР по адресу: 720033, г. Бишкек, ул. Медерова, 98.

Защита состоится «*23*» *декабря* 2011 года в 14.00 ч. на заседании диссертационного совета Д 01.10.406 по защите диссертаций на соискание ученой степени доктора (кандидата) наук при Кыргызском государственном техническом университете им. И. Раззакова и Кыргызском государственном университете строительства, транспорта и архитектуры им. Н. Исанова по адресу: 720044, г. Бишкек, пр. Мира,66. Ауд. 1/259.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеках Кыргызского государственного технического университета им. И. Раззакова и Кыргызского государственного университета строительства, транспорта и архитектуры им. Н. Исанова

Автореферат разослан “ *23* ” *ноября* 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета к.ф.-м.н. Ж.Ж. Доталиева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Исследование закономерностей волновых процессов в упругих средах с термомеханическим эффектом связано с необходимостью решения теоретических и прикладных задач геофизики, сейсмологии, механики композитных материалов и т.д. Связанные уравнения термоупругости отличаются сложностью и обилием физико-механических параметров. Являясь разделом механики деформируемого твердого тела, теория термоупругости, опираясь на использование определенных физических свойств естественных кристаллов и керамик искусственного происхождения, изучает механику связанных тепловых и механических полей.

Волновые явления в кристаллах, т.е. в средах с ярко выраженной анизотропией целого ряда физических свойств, характеризуются более сложными закономерностями по сравнению с изотропным случаем.

В связи со сказанным, развитие и применение аналитических методов исследования, а также формирование представлений о поведении термоупругих волн в анизотропных средах с учетом термомеханического эффекта являются актуальным.

Связь темы диссертации с крупными научными программами, основными научно-исследовательскими работами, проводимыми научными учреждениями. Диссертация является составной частью завершенных научно-исследовательских работ Павлодарского государственного университета имени С. Торайгырова МОН РК в рамках программы «Волновые процессы в анизотропных средах» на 2006-2011 гг.

Цель и объект исследования. Целью работы является определение закономерностей распространения связанных упругих и тепловых волн в анизотропных термоупругих средах методом матриканта, разработанного профессором С.К. Тлеукеновым.

Объектом исследования работы являются связанные волновые процессы в неоднородных анизотропных термоупругих средах триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний.

Научная новизна и практическая значимость темы. Научная новизна работы заключается в приложении метода матриканта к изучению распространения термоупругих волн в анизотропных средах низкой сингонии (триклинной, моноклинной).

Впервые построена структура фундаментальных решений связанных динамических уравнений термоупругости.

Впервые решены задачи отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред, для случая матриц коэффициентов 4-го порядка.

Практическая значимость работы состоит в возможности приложения метода матриканта для расчета конкретных задач практики: определение термоупругих напряжений в динамике связанных тепловых и механических полей; предлагается использовать аналитические и численные решения задач отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред для случая матриц коэффициентов 4-го порядка.

Экономическая значимость полученных результатов. Полученные результаты могут быть использованы для теоретических расчетов при конструировании различных приборов и устройств. Полученные соотношения позволяют проводить оценку точности численных расчетов при заданной неоднородности среды с термоупругим эффектом.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту:

- построение структуры матриц коэффициентов, описывающих распространение термоупругих волн, в неоднородных вдоль оси Z анизотропных средах триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний;
- анализ структур матриц коэффициентов, из которых следует взаимосвязь волн различной поляризации;
- определение структуры матрицантов в зависимости от структуры матриц коэффициентов;
- построение графиков зависимостей скоростей и коэффициентов затухания упругих и тепловых волн от частоты при различных параметрах среды
- исследование распространения волн в периодически неоднородных средах, основанное на аналитическом представлении матрицанта;
- построение уравнений дисперсии термоупругих волн в периодических структурах и уравнений дисперсии волн в однородных анизотропных средах;
- решение задач отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред, для случая матриц коэффициентов 4-го порядка.

Личный вклад соискателя. Постановка задачи принадлежит научному руководителю, теоретические исследования и основные результаты диссертационной работы получены соискателем лично. Все выводы и публикации полностью подготовлены и оформлены соискателем лично.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты диссертационной работы докладывались на: научных семинарах по физике и механике конденсированного состояния под руководством д.ф.-м.н., проф. Тлеукенова С.К. (Павлодар, 2004-2011 г.г.); республиканской научной конференции молодых ученых, студентов, школьников «VI, VII Сатпаевские чтения» (Павлодар, 2006-2007 г.г.); Международной научной конференции «Первые Ержановские чтения» (Павлодар, 2004); Международной научной конференции «Актуальные проблемы механики и машиностроения» (Алматы, 2005 г.); Международной научной конференции «Проблемы теоретической и прикладной механики» (Алматы, 1-2 марта 2006 г.); 2-ой Международной научной конференции «Проблемы современной механики» (Алматы, 7-8 сентября 2006 г.); Международной научно-технической конференции «Современные проблемы механики, строительства и машиностроения» (Павлодар, 16-17 ноября 2007 г.); Международной научной конференции «Вторые Ержановские чтения» (Актобе, 19-21 июня 2007 г.); Международной научно – технической конференции «Прикладная математика и механика: проблемы и перспективы», посвященной Дню науки Кыргызской Республики (Бишкек, 18-19 ноября 2010 г.).

Достоверность результатов работы подтверждена применением классических моделей уравнений движения термоупругих сред; корректной математической постановкой; решением конкретных физических задач; сравнением и соответствием полученных результатов с ранее известными.

Полнота отражения результатов диссертации в публикациях. По теме диссертационной работы опубликовано 21 научных работ, включая одну коллективную монографию.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, трех разделов, заключения, списка использованной литературы из 166 наименований, и содержит 123 страницы компьютерного текста, содержащих 4 рисунка.

Автор выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., профессору С.К. Тлеукенову за постановку задачи и руководство научно-исследовательской деятельностью при проведении работы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

В **первой главе** диссертации предложен обзор работ, посвященных основным методам, применяемых при исследовании распространения термоупругих волн в изотропных и анизотропных средах. Приведен анализ основных теоретических и экспериментальных работ, аналитических, численных, приближенных методов термоупругости; изложено краткое содержание работы.

Во **второй главе** приведены основные дифференциальные уравнения термоупругости; соотношения, связывающие механические и тепловые свойства анизотропных сред.

Распространение термоупругих волн в анизотропных средах описывается уравнениями движения (без учета массовых сил):

$$\begin{gathered}\frac{\partial\sigma_{XX}}{\partial X}+\frac{\partial\sigma_{XY}}{\partial Y}+\frac{\partial\sigma_{XZ}}{\partial Z}=\rho\frac{\partial^2U_X}{\partial t^2}\\ \frac{\partial\sigma_{XY}}{\partial X}+\frac{\partial\sigma_{YY}}{\partial Y}+\frac{\partial\sigma_{YZ}}{\partial Z}=\rho\frac{\partial^2U_Y}{\partial t^2}\\ \frac{\partial\sigma_{XZ}}{\partial X}+\frac{\partial\sigma_{YZ}}{\partial Y}+\frac{\partial\sigma_{ZZ}}{\partial Z}=\rho\frac{\partial^2U_Z}{\partial t^2}\end{gathered} \qquad (1),$$

решаемых совместно с уравнением теплопроводности Фурье и уравнением притока тепла, которые соответственно имеют вид:

$$\lambda_{ij}\frac{\partial\theta}{\partial x_j}=-q_i \qquad (2) \qquad\qquad \frac{\partial q_i}{\partial x_i}=-i\omega\beta_{ij}\varepsilon_{ij}-i\omega\frac{c_\varepsilon}{T_0}\theta \qquad (3)$$

где σ_{ij} - тензор напряжения, ρ-плотность среды, λ_{ij} - тензор теплопроводности, q_i- вектор притока тепла, ω - круговая частота, β_{ij} - термомеханические постоянные $\beta_{ij} = \beta_{ji}$, ε_{ij}- тензор деформации, c_ε - теплоемкость при постоянной деформации, $\theta = T\text{-}T_0$ - приращение температуры по сравнению с температурой естественного состояния T_0, принимается допущение, что изменение температуры мало $\left|\frac{\theta}{T_0}\right| \prec\prec 1$ для малых деформаций.

Физико-механические величины связаны соотношением Дюгамеля – Неймана:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\varepsilon_{kl} - \beta_{ij}\theta \tag{4}$$

где c_{ij} - упругие параметры, подчиняющиеся условию симметрии: $c_{ijkl}=c_{jikl}=c_{ijlk}=c_{klij}$; ε_{kl} - тензор малых деформаций Коши $\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$.

Уравнения (1)-(4) определяют взаимосвязь механических напряжений и температуры как функции независимых переменных – теплового поля и деформации.

Таким образом, соотношения (1)–(4) составляют замкнутую систему уравнений термоупругости, которая описывает распространение термоупругих волн.

На основе метода разделения переменных в случае гармонической зависимости от времени:

$$\left[U_i(x,y,z,t);\ \ \sigma_{ij}(x,y,z,t);\ \theta;\ q_z\right] = \left[U_i(z), \sigma_{ij}(z),\ \theta;\ q_z\right] e^{i(\omega t - mx - ny)} \tag{5}$$

Система уравнений (1)-(4) приводится к системе дифференциальных уравнений 1-го порядка с переменными коэффициентами, описывающей распространение гармонических волн:

$$\frac{d\vec{W}}{dz} = B\vec{W} \tag{6}$$

Здесь $B = B\left[c_{ijkl}(z), \beta_{ij}(z), \omega, m, n\right]$- матрица коэффициентов, элементы которой содержат в себе параметры среды, в которой распространяются термоупругие волны; m,n-компоненты волнового вектора $\tilde{\kappa}$.

Вектор $\vec{W}$ имеет вид:

$$\vec{W}(x,y,z,t) = \left[u_z(z), \sigma_{zz}, u_x(z), \sigma_{xz}, u_y(z), \sigma_{yz}, \theta, q_z\right]^t \exp(i\omega t - imx - iny) \tag{7}$$

Символ t означает операцию транспонирования вектора - строки в вектор – столбец.

Неоднородность среды предполагается в одном случае вдоль оси X, а в другом вдоль оси Z. При построении матрицы коэффициентов B используется представление решения в виде (5), из системы уравнений (1)-(4) выделяются производные по Z и исключаются компоненты тензора напряжения не входящие в граничные условия. Множитель $\exp(i\omega t - imx - iny)$ всюду опущен.

Для анизотропной среды моноклинной сингонии характерно наличие оси симметрии второго порядка. Структуры матрицы B и вектор – столбец граничных условий в объемном случае для моноклинной сингонии в случае оси симметрии второго порядка ($z\|A_2$) и неоднородности вдоль оси Z:

$$B = \begin{bmatrix} 0 & b_{12} & b_{13} & 0 & b_{15} & 0 & b_{17} & 0 \\ b_{21} & 0 & 0 & b_{24} & 0 & b_{26} & 0 & 0 \\ b_{24} & 0 & 0 & b_{34} & 0 & b_{36} & 0 & 0 \\ 0 & b_{13} & b_{43} & 0 & b_{45} & 0 & b_{47} & 0 \\ b_{26} & 0 & 0 & b_{36} & 0 & b_{56} & 0 & 0 \\ 0 & b_{15} & b_{45} & 0 & b_{65} & 0 & b_{67} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b_{78} \\ 0 & -i\omega\, b_{17} & -i\omega\, b_{47} & 0 & -i\omega\, b_{67} & 0 & b_{87} & 0 \end{bmatrix}; \quad \vec{W} = \begin{pmatrix} u_z \\ \sigma_{zz} \\ u_x \\ \sigma_{xz} \\ u_y \\ \sigma_{yz} \\ \theta \\ q_z \end{pmatrix} \tag{8}$$

$\vec{W}$ – вектор–столбец граничных условий.

Из структуры матрицы коэффициентов следует, что в пространственном случае упругие волны различной поляризации взаимосвязаны между собой и с тепловой волной (наличие коэффициентов b_{17}, b_{26}, b_{35}, b_{37}, b_{45}, b_{47}, b_{67}).

Отличные от нуля элементы матрицы B - b_{13}, b_{24}

$$b_{13} = \frac{c_{13}}{c_{33}} im; \qquad b_{24} = im;$$

определяют взаимную трансформацию продольной Z – полязизованной и поперечной X - поляризованной упругих волн.

Элементы b_{15}, b_{26}: $\quad b_{15} = \frac{c_{36}}{c_{33}} im + \frac{c_{23}}{c_{33}} in; \qquad b_{26} = in$

описывают взаимосвязь поперечной Y-поляризации с продольной волной Z – поляризации.

Взаимосвязь поперечной X – поляризованной и поперечной Y- поляризованной волн характеризует элемент b_{45}, равный:

$$b_{45} = \frac{c_{16}c_{33} - c_{13}c_{36}}{c_{33}} m^2 + \frac{c_{26}c_{33} - c_{23}c_{36}}{c_{33}} n^2 + \frac{c_{12}c_{33} + c_{33}c_{66} - c_{13}c_{23} + c_{36}^2}{c_{33}} mn$$

Отличие от нуля коэффициента b_{17}: $\quad b_{17} = \frac{\beta_{33}}{c_{33}}$

характеризует связь механического и теплового поля, а также то, что продольная волна распространяется с термоупругим эффектом.

Не равные нулю элементы b_{47} и b_{67}:

$$b_{47} = \left(\frac{c_{13}}{c_{33}}\beta_{33} - \beta_{11}\right) im + \frac{c_{36}}{c_{33}}\beta_{33} in; \quad b_{67} = \frac{c_{36}}{c_{33}}\beta_{33} im + \left(\frac{c_{23}}{c_{33}}\beta_{33} - \beta_{12} - \beta_{22}\right) in$$

определяют взаимную трансформацию между волнами X - и Y - поперечной поляризации с тепловой волной.

При одномерном распространении термоупругих волн, то есть вдоль оси z, (m=0, n=0) поперечные волны X и Y – поляризаций распространяются независимо друг от друга и тепловой волны, а это доказывает, что эти две не подвержены термомеханическому эффекту. Этот факт известен из экспериментальных исследований [Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. - М.: Мир, 1972. – С. 134-135]. Эти исследования говорят об отсутствии термоупругого эффекта у одномерных упругих волн поперечной поляризации и наличия данного эффекта у продольной волны. При распространении по образцу упругой продольной волны между областями сжатия и растяжения будут возникать градиенты температуры. В то время как поперечные волны, связанные со сдвигом не создают изменения температуры. Условием возникновения термомеханического эффекта при распространении упругих поперечных волн является их взаимное распространение с упругими продольными волнами в плоском или объемном случае.

Аналогично, для термоупругих волн, распространяющихся в анизотропной среде триклинной, тетрагональной сингоний построена матрица коэффициентов в объемном случае и проведен анализ матриц коэффициентов. Также получены структуры матриц коэффициентов при распространении термоупругих волн в анизотропных средах вышеперечисленных классов в плоскости XZ и YZ, определены типы волн и взаимная трансформация волн различной поляризации.

Изложено построение структуры матриканта уравнений движения, описывающих распространение термоупругих волн в анизотропных средах триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний. Основные математические сведения, определения и свойства взяты из монографии Ф.Р. Гантмахера («Теория матриц», М.: Наука, 1988).

Построение структуры матриканта – нормированного решения системы дифференциальных уравнений (6), основано на его представлении в форме экспоненциального матричного ряда:

$$T = E + \int_0^z B_1 dz_1 + \int_0^z \int_0^{z_1} B_1(z_1) B_2(z_2) dz_1 dz_2 + \dots \qquad (9)$$

И аналогичном представлении обратного матриканта $\hat{T}^{-1}$

$$T^{-1} = E - \int_0^z B_1 dz_1 + \int_0^z \int_0^{z_1} B_2(z_2) B_1(z_1) dz_1 dz_2 - \dots \qquad (10)$$

Оба ряда абсолютно и равномерно сходятся на любом конечном интервале, в котором элементы матрицы *B(z)* непрерывны.

При этом справедливо соотношение:

$$TT^{-1} \equiv T^{-1}T \equiv E \qquad (11)$$

где элементы t_{ij} матриканта T^{-1} являются элементами прямого матриканта T.

Построение структуры матриканта есть установление зависимости между элементами прямой и обратной матриц T и T^{-1} на основе поэлементного их сравнения.

Бесконечные матричные ряды можно представить в виде:

$$T = T_{ч} + T_{нч}\,,\ T^{-1} = T_{ч}^{-1} - T_{нч}^{-1} \qquad (12)$$

где $T^{\pm}_{ч,нч}$ – сумма четных и нечетных рядов (9) и (10).

Методом математической индукции доказывается, что структура $T^{-1}_{(2n)}$ и $T^{-1}_{(2n+1)}$ сохраняется при любом n.

Получены структура матриканта при распространении термоупругих волн в данных классах в объемном случае, плоскости XZ, в плоскости YZ.

В одномерном случае (распространение волн вдоль оси Z, m=0, n=0) для анизотропных сред триклинной, моноклинной и тетрагональной сингоний структура матриканта имеет вид:

$$T^{-1} = \begin{pmatrix} t_{22} & -t_{12} & -t_{82} & t_{72} \\ -t_{21} & t_{11} & t_{81} & -t_{71} \\ -t_{28} & t_{18} & t_{88} & -t_{78} \\ t_{27} & -t_{17} & -t_{87} & t_{77} \end{pmatrix};\ T^{-1} = \begin{pmatrix} t_{44} & -t_{34} \\ -t_{43} & t_{33} \end{pmatrix};\ T^{-1} = \begin{pmatrix} t_{66} & -t_{56} \\ -t_{65} & t_{55} \end{pmatrix} \qquad (13)$$

Построение структуры матриканта, в данном случае, есть установление зависимости между элементами прямой и обратной матриц T и T^{-1} на основе поэлементного их сравнения.

Разложение структуры (8x8) матрицы на матрицу (4x4) и две матрицы (2x2) означает независимость распространения упругой продольной волны с термоэффектом и упругих поперечных волн. В то же время на упругие поперечные волны, при одномерном распространении в анизотропных средах триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний, вдоль оси симметрии четного порядка, также распространяются без термоупругого эффекта.

В разделе 2.4 рассматриваются периодические структуры, являющимися одними из наиболее важных в прикладном и теоретическом отношении классов неоднородных сред.

В периодически неоднородной среде плотность, упругие, термоупругие параметры и другие характеристики среды описываются периодическими функциями пространственной координаты и удовлетворяют условиям [Ержанов Ж. С., Жубаев Н. Ж., Тлеукенов С. К. Сейсмические волны в неоднородной среде. - Алматы: Наука, 1985. - 176 с.]:

$$f_{ij}(z+h) = f_{ij}(z);\ \rho(z+h) = \rho(z) \qquad (14)$$

h – период неоднородности.

Основной характеристикой, определяющей закономерности волновых процессов в неограниченных периодических структурах, являются уравнения дисперсии. Дисперсионные соотношения представляют собой зависимости $\vec{v} = \vec{v}(\omega)$, $\vec{\kappa} = \vec{\kappa}(\omega), \omega = \omega(\vec{\kappa}), \omega = \omega(\vec{v})$. Где $\vec{v}$ - скорость, $\vec{\omega}$ - циклическая частота, $\vec{\kappa}$ - волновой вектор. В частном случае мы получаем зависимость $\vec{\kappa} = \vec{\kappa}(\omega)$.

Используя модифицированную форму условия существования нетривиальных решений [Тлеукенов С.К. Метод матриканта. – Павлодар: НИЦ ПГУ им. С. Торайгырова, 2004. - 148 с]:

$$\det[\ p - E\cos \tilde{k}h\,] = 0 \tag{15}$$

где матрица:

$$p = \frac{1}{2}[T + T^{-1}] \tag{16}$$

– является следствием структуры матриканта, получены уравнения дисперсии связанных упругих и тепловых волн в периодически неоднородных неограниченных структурах анизотропной среды тетрагональной сингонии (классы 422, 4mm, 4/mmm). В этом случае характеристическое уравнение (15), имеет вид:

$$\lambda^4 + a\lambda^3 + b\lambda^2 + c\lambda + d = 0 \tag{17}$$

Матрица коэффициентов B (если параметры среды постоянны) в случае распространения одномерной термоупругой волны в анизотропной среде тетрагональной сингонии классов $\bar{4}2m$ (дигидрофосфат аммония *ADP*, $NH_4H_2PO_4$, дигидрофосфат калия *KDP*, KH_2PO_4) имеет вид:

$$B_0 = \begin{pmatrix} 0 & b_{12} & b_{17} & 0 \\ b_{21} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b_{78} \\ 0 & -i\omega b_{17} & b_{87} & 0 \end{pmatrix} \tag{18}$$

здесь, коэффициенты b_{ij} равны:

$$b_{12} = \frac{1}{c_{33}}, \quad b_{17} = \frac{(2\beta_{13} + \beta_{33})}{c_{33}}, \quad b_{21} = -\omega^2\rho, \quad b_{87} = -i\omega\left(\frac{\beta_{33}^2}{c_{11}} + \frac{c_\varepsilon}{T_0}\right),$$

$$b_{78} = -\frac{1}{\lambda_{33}}.$$

Нахождение определителя:

$$\det\left|B - \lambda E\right| = 0 \tag{19),}$$

дает характеристическое уравнение в виде:

$$\lambda^4 - A\lambda^2 + C = 0 \tag{20}$$

где $A = b_{12}b_{21} + b_{78}b_{87}$; $C = b_{21}b_{78}(i\omega b_{17}^2 + b_{12}b_{87})$

Из (20) получаем:

$$\lambda_{1,2}^2 = \frac{1}{2}(b_{12}b_{21} + b_{78}b_{87}) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(b_{12}b_{21} - b_{78}b_{87})^2 - 4i\omega b_{17}^2 b_{21} b_{78}} \tag{21}$$

При допущении, что упругая и тепловые волны распространяются независимо друг от друга, т.е. термомеханические параметры $\beta_{ij} = 0$, тогда корни (21) характеристического уравнения (19) будут равны:

$$\lambda_{1,2} = \pm i\omega\sqrt{\frac{\rho}{c_{33}}}\,; \qquad \lambda_{3,4} = \pm\sqrt{\frac{i\omega\, c_{\varepsilon}}{\lambda_{33}}} \tag{22}$$

Из первого корня (22) следует скорость упругой продольной волны, которая распространяется с затуханием; второй корень определяет тепловую волну.

Из (21) получим четыре корня характеристического уравнения (19), в явном виде (здесь уже учитывается эффект связанности упругой и тепловой волны, т.е. термомеханические параметры $\beta_{ij} \neq 0$):

$$k_{1,2} = \pm\sqrt{\frac{c_{\varepsilon}\omega}{2\lambda_{33}}}\left(1+i\right)\left[1 + \frac{\lambda_{33}}{2}\left(\frac{i\omega\, c_{\varepsilon}\rho\,\lambda_{33}T_0 + c_{33}^3}{\rho^2\omega^3\lambda_{33}^2 T_0^2 + \omega\, c_{\varepsilon}^2 c_{33}^2}\right)\beta_{33}^2\right]$$

$$k_{3,4} = \pm i\sqrt{\frac{\rho\,\omega^2}{c_{33}}}\left(1 - \frac{i\omega}{2c_{33}\lambda_{33}}\left(\frac{\rho\,\omega c_{33}\lambda_{33}^2 T_0^2 - i\,c_{\varepsilon}\,c_{33}^2\lambda_{33}T_0}{\rho^2\omega^3\lambda_{33}^2 T_0^2 + \omega\, c_{\varepsilon}^2 c_{33}^2}\right)\beta_{33}^2\right) \tag{23}$$

Из мнимой части корня k_1 получим формулу для коэффициента затухания скорости тепловой волны.

Действительная часть этого корня позволяет получить скорость тепловой волны.

Действительная и мнимая части корня k_3 которого, соответственно, позволяют получить скорость и коэффициент затухания упругой волны:

В результате из корней (23) построены качественные графические зависимости скоростей и коэффициентов затухания упругих и тепловых волн от частоты, при изменении параметров среды (термомеханического параметра, температуры и тензора теплопроводности).

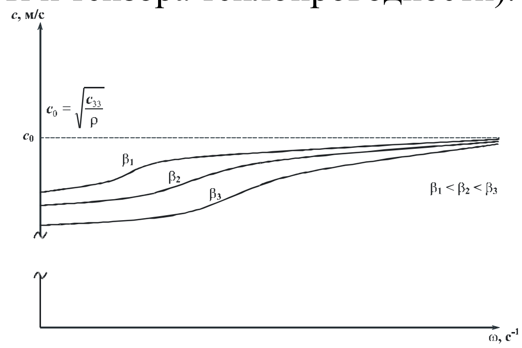

Рисунок 1 – График зависимости скорости c упругой продольной волны от частоты при различных термомеханических параметрах β_{ij} (дигидрофосфат аммония *ADP*, $NH_4H_2PO_4$).

Из приведенного графика зависимости, видно, что при увеличении термомеханического параметра скорость упругой продольной волны уменьшается.

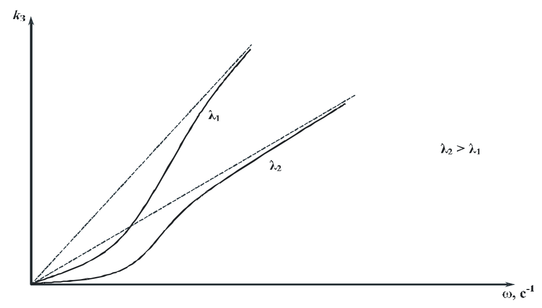

Рисунок 2 – График зависимости коэффициента затухания k_3 упругой продольной волны от частоты при различных значениях коэффициента теплопроводности λ (дигидрофосфат аммония *ADP*, $NH_4H_2PO_4$).

Из приведенного графика зависимости следует, что с уменьшением коэффициента теплопроводности и увеличении частоты коэффициент затухания упругой продольной волны уменьшается.

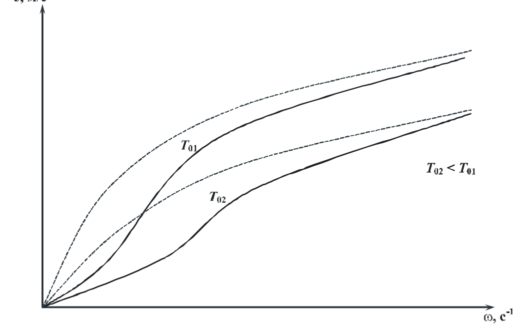

Рисунок 3 – График зависимости скорости c тепловой волны от частоты при различных температурах (дигидрофосфат калия *KDP*, KH_2PO_4).

Из данного графика зависимости видно, что увеличение термодинамической температуры приводит к увеличению скорости тепловой волны.

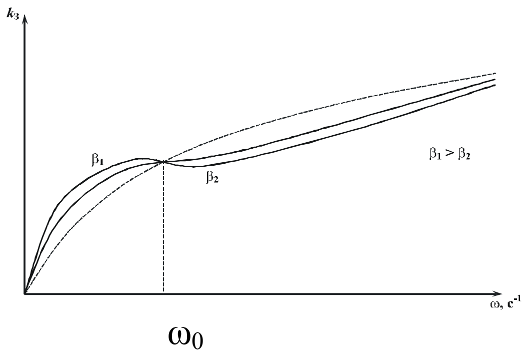

Рисунок 4 – График зависимости коэффициента затухания k_3 тепловой волны от частоты при различных термомеханических параметрах β_{ij} (дигидрофосфат калия *KDP*, KH_2PO_4).

Из последнего графика зависимости следует, что увеличение термомеханического параметра приводит к затуханию тепловой волны в анизотропной среде. При определенной частоте ω_0, выводимой из формулы для коэффициента затухания тепловой волны, равной

$$\omega_0 = \frac{c_{33}^3}{c_\varepsilon \rho\, \lambda_{33} T_0^2} \tag{24}$$

не происходит взаимовлияния тепловой и упругой волны, т.е. волны распространяются без термоупругого эффекта. Причем эта частота будет существовать при любых термомеханических параметрах β_{ij}.

В **третьей главе** приведена матричная формулировка задач отражения – преломления термоупругих волн на границах раздела различных сред.

Пусть границей раздела двух однородных анизотропных полупространств является плоскость z=0. Обе среды будем считать, жестко связаны. Прямые и обратные волны в этих средах задаются матрицантами прямых (T^+) и обратных (T^-) волн. Матрицанты первой среды обозначим через T_1^+ и T_1^-, а матрицант прямых волн второй среды через T_2^+. Матричная постановка и решение данной задачи сводится к следующему.

Падающие, отраженные и преломленные волны задаются в виде:

$$\vec{w}_{пад} = T_1^+ \vec{w}_0, \qquad \vec{w}_{отр} = T_1^- \vec{w}_r, \qquad \vec{w}_{пр} = T_2^+ \vec{w}_t \tag{25}$$

где вектора $\vec{w}_{пад}$, $\vec{w}_{отр}$, $\vec{w}_{пр}$ – содержат смещения точек среды u_z, u_x, u_y компоненты тензора напряжений σ_{zz}, σ_{xz}, σ_{yz} и компоненты теплового поля θ, q_z; T_1^+, T_1^- и T_2^+ определяются через соответствующие матрицы коэффициентов B, т.е. содержат физико-механические параметры сред, частоту, и компоненты k_x, k_y волнового вектора; $\vec{w}_0$ – вектор определяющий амплитуды падающих волн; $\vec{w}_r$ – вектор определяющий амплитуды отраженных волн; $\vec{w}_t$ – вектор определяющий амплитуды преломленных волн.

В связи с тем, что в вектор – столбец (7) входят компоненты вектора смещения, нормальные к границе компоненты напряжения и приращение температуры с компонентой вектора притока тепла, то можно поставить следующие условия («сшивание» решений):

$$T_1^+(0)\vec{w}_0 + T_1^-(0)\vec{w}_r = T_2^+(0)\vec{w}_t \tag{26}$$

$$\vec{w}_0 + \vec{w}_r = \vec{w}_t \tag{27}$$

Решая совместно (26) и (27) для векторов отраженных волн – $\vec{w}_r$ и преломленных волн – $\vec{w}_t$, получим:

$$\vec{w}_r = (T_2^+(0) - T_1^-(0))^{-1}(T_1^+(0) - T_2^+(0))\vec{w}_0 \tag{28}$$

$$\vec{w}_t = \left[E + (T_2^+(0) - T_1^-(0))^{-1}(T_1^+(0) - T_2^+(0))\right]\vec{w}_0 \tag{29}$$

В этих соотношениях введено обозначение:

$$G = (T_2^+(0) - T_1^-(0))^{-1}(T_1^+(0) - T_2^+(0)) \tag{30}$$

Таким образом, из (25), (29) и (30) волновые поля отраженных и преломленных волн представляются в виде:

$$\vec{w}_{отр} = T_1^- G\vec{w}_0 \quad (31) \qquad \vec{w}_{пр} = T_2^+ (E+G)\vec{w}_0 \quad (32)$$

Здесь E – единичная матрица. Выражения (31), (32) являются решениями поставленной задачи.

В **четвертой главе** аналитически решены задачи отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред, для случая матриц коэффициентов 4-го порядка.

Рассмотрим задачу отражения термоупругой волны на границе раздела изотропного полупространства и анизотропной среды тетрагональной сингонии классов 4, $\bar{4}$, 4/m с термомеханическим эффектом. Вследствие наличия термомеханического эффекта, в термоупругой среде распространяются связанные термоупругие волны.

Пусть границей раздела сред является плоскость z=0. Анизотропную среду ориентируем таким образом, чтобы оси декартовой системы координат совпали с соответствующими кристаллографическими осями. Пусть на границу раздела из изотропной среды падает тепловая волна, то есть вектор теплового потока $\vec{q}$ лежит в плоскости падения. Плоскостью падения называется плоскость, содержащая нормаль, проведенную к границе раздела и волновой вектор.

Показано, что в этом случае падающая тепловая волна в анизотропной среде связана с упругой продольной волной z – поляризации и система дифференциальных уравнений первого порядка запишется в виде:

$$\begin{cases} \dfrac{dU_z}{dZ} = \dfrac{1}{c_{33}}\sigma_{zz} + \dfrac{2\beta_{13}+\beta_{33}}{c_{33}}\theta \\ \dfrac{d\sigma_{zz}}{dZ} = -\rho\omega^2 U_z \\ \dfrac{d\theta}{dz} = -\dfrac{1}{\lambda_{33}} q_z \\ \dfrac{dq_z}{dZ} = -i\omega\dfrac{2\beta_{13}+\beta_{33}}{c_{33}}\sigma_{zz} - i\omega\left(\dfrac{c_\varepsilon}{T_0} + \dfrac{\beta_{33}^2}{c_{11}}\right)\theta_z \end{cases} \qquad (33)$$

Систему (33) как и выше запишем в матричной форме:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{w}}{\mathrm{d}z} = B_2\vec{w} \qquad (34)$$

где $\vec{w} = (u_y, \sigma_{yz}, \theta, q_z)^t$ - вектор – столбец граничных условий;

$$B_2=\begin{pmatrix} 0 & b_{12} & b_{17} & 0 \\ b_{21} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b_{78} \\ 0 & -i\omega b_{17} & b_{87} & 0 \end{pmatrix} \qquad (35)$$

Индекс «2» перед матрицей коэффициентов означает вторую среду; компоненты матрицы коэффициентов (35) имеют вид:

$$b_{12}=\frac{1}{c_{33}},\ b_{17}=\frac{(2\beta_{13}+\beta_{33})}{c_{33}},\ b_{21}=-\omega^2\rho,\ \ b_{87}=-i\omega\left(\frac{\beta_{33}^2}{c_{11}}+\frac{c_\varepsilon}{T_0}\right),\ b_{78}=-\frac{1}{\lambda_{33}}.$$

Для матрицы коэффициентов (35) компоненты волнового вектора упругой и тепловой волн второй среды равны:

$$k_{u2}=\sqrt{\frac{1}{2}(a-\Delta)} \qquad k_{T2}=\sqrt{\frac{1}{2}(a+\Delta)} \qquad (36)$$

где $a=-b_{12}b_{21}-b_{78}b_{87}$; $\quad \Delta=(b_{12}b_{21}-b_{78}b_{87})\sqrt{1-\dfrac{4i\omega b_{17}^2b_{21}b_{78}}{(b_{12}b_{21}-b_{78}b_{87})^2}}$ (37)

В изотропной среде падающая тепловая волна не связана с упругой, поэтому структура матрицы коэффициентов в этом случае будет иметь вид:

$$B_1=\begin{pmatrix} 0 & b_{12} & 0 & 0 \\ b_{21} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b_{78} \\ 0 & 0 & b_{87} & 0 \end{pmatrix} \qquad (38)$$

Индекс «1» перед матрицей коэффициентов означает первую среду:

$$b_{12}=\frac{2}{c_{11}-c_{12}};\ b_{21}=-\rho_1\omega^2+\frac{m^2(c_{11}-c_{12})}{2};\ b_{78}=-\frac{1}{\lambda_{11}};\ b_{87}=-\frac{i\omega c_\varepsilon}{T_0}.$$

Как видно из (38) матрица B_1 разделяется на две матрицы второго порядка, поэтому записать матрицант первой среды можно используя:

$$T_{уср}^{\pm}=\frac{1}{2}\left(E\mp\frac{\langle \mathrm{B}\rangle}{ik}\right)e^{\mp ikz} \qquad (39)$$

получим

$$T_1^{\pm}=\begin{pmatrix} 1 & \pm\dfrac{ib_{12}}{k_{u1}} & 0 & 0 \\ \pm\dfrac{ib_{21}}{k_{u1}} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}\frac{e^{\mp ik_{u1}z}}{2}+\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \pm\dfrac{ib_{78}}{k_{T1}} \\ 0 & 0 & \pm\dfrac{ib_{87}}{k_{T1}} & 1 \end{pmatrix}\frac{e^{\mp ik_{T1}z}}{2} \qquad (40)$$

где k_{u1} и k_{T1} – z-вые составляющие волновых векторов первой среды.

$$k_{u1} = \sqrt{-b_{12}b_{21}}\,;\; k_{T1} = \sqrt{-b_{78}b_{87}} \tag{41}$$

Матрица G (30) для матриканта первой и второй среды при z=0 имеет вид:

$$G = \begin{pmatrix} g_{11} & 0 & 0 & g_{14} \\ 0 & g_{22} & g_{23} & 0 \\ 0 & g_{32} & g_{33} & 0 \\ g_{41} & 0 & 0 & g_{44} \end{pmatrix} \tag{42}$$

с элементами

$$g_{11} = -1 + \frac{2b_{21}(b_{78} + k_{\grave{O}1}r_{34}\alpha)}{\Delta_1};\; g_{14} = -\frac{2b_{78}k_{u1}r_{24}\alpha}{\Delta_1};$$

$$g_{22} = -1 + \frac{2b_{12}(b_{87} + k_{\grave{O}1}r_{43}\alpha)}{\Delta_2};\; g_{23} = -\frac{2b_{87}k_{u1}r_{13}\alpha}{\Delta_2};\; g_{32} = \frac{2i\omega b_{12}k_{\grave{O}1}r_{13}\alpha}{\Delta_2};$$

$$g_{33} = -1 + \frac{2b_{87}(b_{12} + k_{u1}r_{12}\alpha)}{\Delta_2};\; g_{41} = \frac{2i\omega b_{21}k_{\grave{O}1}r_{24}\alpha}{\Delta_1};\; g_{44} = -1 + \frac{2b_{78}(b_{21} + k_{u1}r_{21}\alpha)}{\Delta_1};$$

$$\Delta_1 = b_{21}(b_{78} + k_{\grave{O}1}r_{34}\alpha) + k_{u1}\alpha(b_{78}r_{21} + k_{\grave{O}1}\alpha(i\omega r_{24}^2 + r_{21}r_{34}));$$

$$\Delta_2 = b_{12}(b_{87} + k_{\grave{O}1}r_{43}\alpha) + k_{u1}\alpha(b_{43}r_{12} + k_{\grave{O}1}\alpha(i\omega r_{13}^2 + r_{12}r_{43})).$$

Вектор амплитуд падающих волн запишется в виде:

$$\vec{w}_0 = (0,0,\theta_0,q_0)^t \tag{43}$$

Первое условие в (25) связывает амплитуды приращения температуры θ_0 и теплового потока q_0 полей падающей тепловой волны

$$\theta_0 = \frac{ib_{78}}{k_{T1}}q_0 \text{ или } \theta_0 = \frac{k_{T1}}{ib_{87}}q_0 \tag{44}$$

Выражение для матрицы G (42), вектор амплитуд падающих волн (43) с учетом (28) и (29) позволяют записать вектора амплитуд отраженных и преломленных волн:

$$\begin{cases} u_r = g_{14}q_0 \\ \sigma_r = g_{23}\theta_0 \\ \theta_r = g_{33}\theta_0 \\ q_r = g_{44}q_0 \end{cases} \quad (45) \qquad \begin{cases} u_t = g_{14}q_0 \\ \sigma_t = g_{23}\theta_0 \\ \theta_t = (1 + g_{33})\theta_0 \\ q_t = (1 + g_{44})q_0 \end{cases} \quad (46)$$

Из выражения для векторов амплитуд отраженных (45) и преломленных (46) волн и видно, что вследствие падения тепловой волны $u_r = u_t$ и $\sigma_r = \sigma_t$.

Условия (31) и (32) связывают между собой амплитуды смещения и напряжения и амплитуды температуры и теплового потока отраженных и преломленных волн:

$$\sigma_r = -\frac{ib_{21}}{k_{u1}}u_r \quad (47) \qquad q_r = -\frac{k_{T1}}{ib_{87}}q_r \quad (48)$$

$$
\begin{cases}
u_t = i\alpha(r_{12}\sigma_t + r_{13}\theta_t) \\
\sigma_t = i\alpha(r_{21}u_t + r_{24}q_t) \\
\theta_t = i\alpha(-i\omega r_{24}u_t + r_{34}q_t) \\
q_t = i\alpha(-i\omega r_{13}\sigma_t + r_{43}\theta_t)
\end{cases}
\tag{49}
$$

Первое и второе условие в выражениях (25) для поля падающей волны и поля отраженной волны, матрицант первой среды (40) и матрица G (42) позволяют записать в явном виде поля падающей тепловой и отраженных упругих и тепловых волн:

$$
\begin{cases}
\theta_z^{пад} = \theta_0 e^{-ik_{T1}z} \\
q_z^{пад} = q_0 e^{-ik_{T1}z}
\end{cases}
\tag{50}
$$

$$
\begin{cases}
u_z^{отр} = g_{14} q_0 e^{ik_{u1}z} \\
\sigma_{zz}^{отр} = g_{23} \theta_0 e^{ik_{u1}z} \\
\theta_z^{отр} = g_{33} \theta_0 e^{ik_{T1}z} \\
q_z^{отр} = g_{44} q_0 e^{ik_{T1}z}
\end{cases}
\tag{51}
$$

Выражения (33) z-ой компоненты вектора теплового потока, соотношения (50) и (51) позволяют вычислить потоки энергии отраженных упругих и тепловых волн.

ВЫВОДЫ

Основные результаты выполняемых исследований заключаются в следующем:

– на основе замкнутой системы уравнений термоупругости: уравнения движения анизотропной среды, уравнения притока тепла, уравнения теплопроводности Фурье и соотношения Дюгамеля – Неймана, получены системы дифференциальных уравнений I порядка, которые строятся с помощью метода разделения переменных (решение в виде плоских гармонических волн). В итоге получаем матрицы коэффициентов для триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний в объемном, плоском и одномерном случае;

– проведен анализ структуры матриц коэффициентов, из которого выявляется связь волн различной поляризации (упругих и тепловой);

– построены графики зависимостей скоростей и коэффициентов затухания упругих и тепловых волн от частоты при различных параметрах среды;

– построена структура фундаментальных решений системы дифференциальных уравнений 1-го порядка, описывающих распространение термоупругих волн в анизотропных средах вышеназванных сингоний в объемном, плоском и одномерном случае;

– получены уравнения дисперсии термоупругих волн для неограниченных периодических структур;

– получены аналитические формулы для плотности потоков упругой и тепловой энергии при отражении термоупругих волн на границе изотропного и анизотропного полупространств;

– получены амплитуды полей отраженных упругих и тепловых волн;

– решены задачи отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред, для случая матриц коэффициентов 4-го порядка.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1 Н.А. Испулов, А.К. Сейтханова Уравнения дисперсии одномерных упругих волн, Вестник ПГУ, № 1, г. Павлодар, 2004 г. - С. 43-49.

2 С. К. Тлеукенов, А.К. Сейтханова, Н.А. Испулов О структуре фундаментальных решений уравнений движения термоупругих волн в различных анизотропных средах, // Материалы международной научной конференции «Первые Ержановские чтения», г. Павлодар, 2004 г. , Т. 3. - С. 195-200.

3 С.К. Тлеукенов, Н.А. Испулов, А.К. Сейтханова Аналитический вид уравнений дисперсии упругих волн в периодически неоднородной среде различных классов кристаллов, Вестник ПГУ, № 3, Павлодар, 2004 г. - С. 19-26.

4 Тлеукенов С.К., Испулов Н.А., Сейтханова А.К. О структуре матрицы коэффициентов термоупругих волн, распространяющихся в анизотропной среде тетрагональной сингонии класса 4. // Вестник КазНУ, серия Механика, № 1 . - Алматы, 2005. - С. 125-128.

5 С.К. Тлеукенов, Н.А. Испулов, А.К. Сейтханова О приложении метода матрицанта к изучению распространения термоупругих волн в анизотропной среде моноклинной сингонии, Вестник Инженерной академии, Серия Механика, г. Алматы, 2005 г. - С. 47-51.

6 А.К. Сейтханова, Н.А. Испулов О матрицанте усредненных анизотропных термоупругих сред // Материалы международной конференции «Актуальные проблемы механики и машиностроения», КазНТУ ИМ. К. Сатпаева, г. Алматы, 16-19 июня 2005 Г., Т. I. - С. 308-313.

7 А.К. Сейтханова Об одномерном распространении волн в анизотропных средах различных классов кристаллов // Материалы республиканской науч. конф. молодых ученых, студентов, школьников «VI Сатпаевские чтения». - Павлодар, 2006, Т. 5. – С. 221-226.

8 Тлеукенов С.К., Сейтханова А.К. Испулов Н.А. О приложении метода матрицанта к динамическим задачам термоупругости в анизотропной среде моноклинной сингонии // Тезисы докладов 2-ой Международной научной конференции «Проблемы современной механики».- Алматы, 7-8 сентября 2006 г. – С. 180.

9 Тлеукенов С.К., Испулов Н.А., Сейтханова А.К. О распространении термоупругих волн в анизотропной среде ромбической сингонии классов 222, mm2 // Тезисы докладов 2-ой Международной научной конференции «Проблемы современной механики».- Алматы, 7-8 сентября 2006 г. – С.183.

10 С.К. Тлеукенов, М.К. Кудерин, В.А. Козионов, Н.А. Испулов, Е.К. Баяубаев, А.К. Сейтханова. Динамические и термодинамические процессы в скальных грунтах и строительных конструкциях / Под ред. академика АЕН, д.ф.-м.н., профессора С.К. Тлеукенова.- Павлодар, 2006.- 275 с.

11 С.К. Тлеукенов, А.К. Сейтханова, К.Р. Досумбеков Моноклинді сингониялы анизотропты ортада таралатын термосерпімді толқындардың коэффициенттер матрицасын талдау туралы // Труды международной научно-технической конференции «Современные проблемы механики, строительства и машиностроения». – Павлодар, 2006, т.3. – С. 111-116.

12 Ш.М. Айталиев, С.К. Тлеукенов, А.К. Сейтханова 4 класты тетрагоналды сингониялы анизотропты ортада термосерпімді толқындардың таралуы туралы // Вестник КазНПУ им. Абая, Серия механика, физика, информатика, Алматы, 2007, №2. – С. 11-14.

13 А.Қ. Сейтханова, Г.С. Ильясова, Н.А. Испулов Триклинді сингониялы анизотропты ортада таралатын термосерпімді толқындардың коэффициенттер матрицасының құрылымы туралы // Материалы международной научной конференции «Вторые Ержановские чтения», г. Актобе, 2007 г. – С. 244-247.

14 С.К. Тлеукенов, М.Н. Ильясов, К.Р. Досумбеков, А.К. Сейтханова О матричной формулировке задачи отражения и преломления термоупругих

волн // Материалы международной научной конференции «Вторые Ержановские чтения», г. Актобе, 2007 г. – С. 284-286.

15 Сейтханова А.К., Испулов Н.А., Бергузинов А.Н. Моноклинді симметриялы анизотропты ортада таралатын термомеханикалық толқындардың трансформациясы туралы // Материалы Международной научно-практической конференции «II Шокинские чтения». - Павлодар, НИЦ ПГУ им. С. Торайгырова, стр. 178-182, 2007.

16 Жасулан К., Сейтханова А.К., Испулов Н.А. Зейтова Ш.С. О построении матрицы коэффициентов термоупругих волн в анизотропной среде триклинной сингонии // Материалы международной научной конференции молодых ученых, студентов, школьников «9 Сатпаевские чтения». - Павлодар, НИЦ ПГУ им. С. Торайгырова, 2009 г. – С. 95-99.

17 Тлеукенов С.К., Сейтханова А.К., Испулов Н.А. О распространении термоупругих волн в анизотропной среде ромбической сингонии классов 222 и mm2 // Механика и машиноведение, Институт механики и машиноведения им. У.А. Джолдасбекова МОН РК, №3, стр. 102-106, Алматы, 2008 г.

18 Тлеукенов С.К., Сейтханова А.К., Испулов Н.А. О распространении термоупругих волн в анизотропной среде триклинной сингонии // Вестник ПГУ. Серия Физико-математическая, № 3, Павлодар, НИЦ ПГУ им. С. Торайгырова, С. 124–130, 2010 г.

19 Сейтханова А.К. О задаче отражения – преломления упругой волны на границе термоупругого полупространства // Вестник ПГУ. Серия Физико-математическая, № 4, Павлодар, НИЦ ПГУ им. С. Торайгырова, 2010 г.

20 Сейтханова А.К., Испулов Н.А. Коэффициенты затухания и скорости тепловых и упругих волн в анизотропной среде ромбической сингонии // Материалы научного семинара по теоретическим и прикладным вопросам современной физики «Актуальные вопросы теоретической физики и механики», г. Астана, ЕНУ им. Л. Гумилева, 28 апреля 2011 г.

21 Сейтханова А.К. О распространении термоупругих волн в анизотропных средах // Известия Кыргызского государственного технического университета им. И. Раззакова № 22, стр. 59-62 г. Бишкек, 2011 г.

РЕЗЮМЕ

диссертации Сейтхановой Айнур Кусбековной на тему «Исследование закономерностей распространения термоупругих волн в анизотропных средах» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.02.04 – механика деформируемого твердого тела

Ключевые слова: термоупругость, волновой процесс, термоупругие волны, связанность механического и теплового поля, анизотропная среда, матричные методы, метод матриканта, дифференциальные уравнения.

Объект исследования: Связанные волновые процессы в неоднородных анизотропных термоупругих средах триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний.

Цель работы: Определение закономерностей распространения связанных упругих и тепловых волн в анизотропных термоупругих средах.

Метод исследования: Метод матриканта – аналитический метод, основанный на развитии матричных методов исследования динамики упругих слоистых сред.

Полученные результаты и научная новизна:

Построены системы дифференциальных уравнений I порядка с переменными коэффициентами; получены матрицы коэффициентов и проведен их анализ для триклинной, моноклинной, тетрагональной сингоний в объемном, плоском и одномерном случаях; построены графики зависимостей скоростей и коэффициентов затухания упругих и тепловых волн от частоты при различных параметрах среды; построена структура фундаментальных решений системы дифференциальных уравнений 1-го порядка; получены уравнения дисперсии термоупругих волн для неограниченных периодических структур; решены задачи отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред, для случая матриц коэффициентов 4-го порядка; получены аналитические формулы для плотности потоков упругой и тепловой энергии при отражении термоупругих волн на границе изотропного и анизотропного полупространств.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые решены задачи отражения-преломления волн на границе однородных анизотропных термоупругих сред, для случая матриц коэффициентов 4-го порядка.

Область применения: результаты исследования могут быть применены при разработке различных измерительных устройств и приборов вычислительной техники; как аналитические теоретические результаты при экспериментальных исследованиях волновых процессов.

Диссертационная работа может быть использована специалистами в данной области, аспирантами, магистрантами и студентами.

SUMMARY

Seithanova Ainur Kusbekovna
Research of laws of distribution of thermoelastic waves in anisotropic mediums

The dissertation for nomination of a scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences on a speciality 01.02.04 – Mechanics of deformable solid body

Keywords: a thermoelasticity, wave process, thermoelastic waves, coherence of a mechanical and thermal field, an anisotropic medium, matrix methods, a matriciant method, differential equations.
Subject of research: the Bound wave processes in the non-uniform non-isotropic thermoelastic триклинной environments, monocline, tetragonal сингоний.
The purpose of work: Definition of laws of distribution of the bound elastic and thermal waves in non-isotropic thermoelastic environments.
Method of research: The analytical method, based on the development of matrix methods of examining the dynamics of elastic layered media, has been used. The essence of the method consists in the reduction of initial equations of motion, on the basis of the variable separation method (the representation of the solution as plane waves), to an equivalent system of common first-order differential equations with variable coefficients and in the construction of the structure of the matrizant (the normalized matrix of elementary solutions).
The received results and scientific novelty: systems of differential equations of I order with variable factors are constructed; matrixes of factors are received and their analysis for триклинной, monocline, tetragonal сингоний in volume, flat and one-dimensional cases is carried out;
schedules of dependences of speeds and damping factors of elastic and thermal waves from frequency are constructed at various parametres of environment;
the structure of fundamental decisions of system of differential equations of 1st order is constructed; the equations of a dispersion of thermoelastic waves for unlimited periodic structures are received; analytical formulas for density of streams elastic and thermal energy are received at reflexion of thermoelastic waves on border of isotropic and non-isotropic half-spaces; problems of reflexion-refraction of waves on border of the homogeneous non-isotropic thermoelastic environments, for a case of matrixes of factors of 4th order are solved.

Scientific novelty of work consists that problems of reflexion-refraction of waves on border of the homogeneous non-isotropic thermoelastic environments, for a case of matrixes of factors of 4th order for the first time are solved.
Field of application: The findings can be applied to the production various devices and apparatus of measuring and computing equipment, etc.; to the experimental researches of wave processes as theoretical analytical findings.

The thesis can be used by the experts in the given area, post-graduate students, undergraduates and students.

Сейтханова Айнур Кусбековна

Исследование закономерностей распространения термоупругих волн в анизотропных средах

Специальность 01.02.04 – механика деформируемого твердого тела

АВТОРЕФЕРАТ

диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук